PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. 1. Juni 1915. Redaktionsschluß für No. 12 am 17. Juni 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Landé, Über ein Paradoxon der Optik. S. 201.

R. Lorenz, Neue Untersuchungen über Metallnebel. S. 204.

M. Wolfke, Über eine Verknüpfung des Sommerfeldschen Wirkungsprinzips mit der Planckschen Quantentheorie. S. 207.

F. Voltz, Über die Verwendbarkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen. S. 209.

G. Eichhorn, Ein mechanisches Modell gekoppelter elektrischer Schwingungskreise. S. 212.

F. Janus u. F. Voltz, Entladungskurven hochgespannter Ströme. S. 213.

Besprechungen:

S. Valentiner, Die Grundlagen der Quantentheorie in elementarer Darstellung. S. 215.

— Anwendungen der Quantenhypothese in der kinetischen Theorie der festen Körper und der Gase. S. 215.

Nachtrag zu der Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 215.

Personalien. S. 216.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein Paradoxon der Optik.

Von A. Landé.

Ein bekanntes Paradoxon der Optik lautet folgendermaßen[1]): Jeder ebene Lichtimpuls von beliebiger Form läßt sich nach Fourier auffassen als Überlagerung unendlich vieler reiner Sinuswellen mit verschiedenen Wellenlängen λ. An Stellen des Raumes, bis zu denen der Impuls noch nicht gelangt ist, heben sich durch Interferenz die sämtlichen endlosen Sinuswellen grade gegenseitig auf. Stellt man aber in den Weg des Impulses eine farbenzerstreuende Vorrichtung (Prisma, Beugungsgitter), so wird diese als harmonischer Analysator eine räumliche Trennung der einzelnen endlosen Sinuswellen, ein Spektrum, hervorbringen, so daß eine gegenseitige Vernichtung nicht mehr stattfinden kann. „Daraus folgt, daß die Lichtintensität an jedem Punkt des Spektrums unabhängig von der Zeit sein muß, weil jede einzelne harmonische Komponente eine konstante Amplitude besitzt. Daher muß jede Lichtquelle, gleichgültig ob sie ausgelöscht ist oder ob sie leuchtet, ein Spektrum von unveränderlicher Stärke geben"[2]). Die Anwendung dieser Überlegungen auf die Theorie der Interferenz führte zu der Anschauung, daß[3]) „die Regelmäßigkeit der Lichtschwingungen, die durch die Beobachtungen von Fizeau und Foucault nachgewiesen wurde, keine Eigenschaft der wirklichen Lichtbewegung sei, sondern erst durch den Spektralapparat hervorgebracht" werde[1]). Deshalb sei „die Zahl der beobachtbaren Banden (in den Interferenzversuchen von Fizeau und Michelson) allein durch die auflösende Kraft des Spektroskops begrenzt, beweise aber nichts über die Regelmäßigkeit der Schwingungen im ursprünglichen Licht"[2]).

Um das erwähnte Paradoxon zu lösen und auch seine Folgerungen zu revidieren, ist es vielleicht von Interesse, den zeitlichen Ablauf der Lichtzerstreuung eines ebenen Wellenzuges von endlicher Breite exakt zu untersuchen. Um frei von speziellen Materialkonstanten dispergierender Substanzen zu bleiben, soll der Vorgang der Beugung am Rande einer vollkommen spiegelnden Halbebene betrachtet werden, der sich mit den von A. Sommerfeld gegebenen Methoden[3]) exakt behandeln läßt. Als Hauptresultate der Untersuchung werden wir finden:

1. Es gelangt an keine Stelle des Raumes eine Lichterregung, bevor nicht die zur Ausbreitung mit normaler Lichtgeschwindigkeit c um die Schirmkante herum nötige Zeit abgelaufen ist.

2. Ein ebener Wellenzug, der aus N Wellen λ besteht, zeigt im Beugungsbild nur die N hellen und N dunkeln Streifen der N niedrigsten Ordnungen. Die Beobachtungsdauer eines Streifens $p$ter Ordnung sinkt, von dem normalen Wert $\frac{N\lambda}{c}$ bei niedrigstem p, mit wachsender Ordnung linear auf die Beobachtungsdauer Null beim letzten Streifen Nter Ordnung.

1) Vgl. die Darstellung bei Wood, Physical Optics, Kap. 23.

2) Übersetzt nach Gouy, C. R. **120**, 916, 1895; vgl. ferner Gouy, Journ. de Phys. **5**, 354, 1886; Schuster, Phil. Mag. 1894, S. 509; Poincaré, C. R. **120**, 757, 1895.

3) Schuster, C. R. **120** 989, 1895; Lord Rayleigh, Scientific Papers Vol. III, S. 47.

1) Übersetzt nach Schuster, C. R. **120**, 989, 1895.

2) Übersetzt nach Rayleigh, l. c. S. 60.

3) A. Sommerfeld, Mathematische Theorie der Diffraktion, Math. Ann. **47**, 317, 1896 (zitiert als S. I); Derselbe, Theoretisches über die Beugung der Röntgenstrahlen, Zeitschr. f. Math. u. Phys. **46**, 11, 1901 (S. II).

3. Die Streifen stellen sich nicht plötzlich in ihrer vollen Intensitätsstärke her und verlöschen nicht plötzlich, sondern durchlaufen einen Anklingungs- bzw. einen Abklingungszustand. Jedoch erreicht das Beugungsbild bereits nach Verlauf einer einzigen Lichtperiode nach Beginn der Anklingung in großer Annäherung die stationäre Lichtstärke, und sinkt in einer gleichen Zeit nach Beginn der Abklingung auf eine Intensität herab, die gegen die stationäre Lichtstärke praktisch zu vernachlässigen ist.

4. Auch bei unendlich lange andauernder Beleuchtung wird man dann nur die N ersten Ordnungen beobachten, wenn die ankommende Erregung aus Sinuswellen besteht, welche nach je N-Perioden unregelmäßig ihre Phase wechseln (Spektrallinie). Verglichen mit der normalen Intensitätsverteilung bei gänzlich fehlenden Phasenwechseln wird dabei das Bild der hellen und dunklen Streifen um so verschwommener, zu je höherer Ordnung man fortschreitet, um in der Nten und in allen höheren Ordnungen ganz zu verschwinden.

Diese Resultate werden auf folgende Weise gewonnen[1]):

I. Nach Sommerfelds exakter Lösung des Beugungsproblems[2]) gibt eine unendlich lange andauernde ebne Erregung rein periodischer Wellen, welche aus dem Unendlichen der positiven x-Achse herkommt und an einer vollkommen spiegelnden Halbebene $x = 0$, $y < 0$ gebeugt wird, im „unbeschatteten" Raum $y > 0$ (Figur) Maxima und Minima auf den Zylinderparaboloiden

$$\frac{2\pi}{\lambda}(x + r) = \pi\left(n + \frac{3}{4}\right), \quad (n = 0, 1, 2, 3 \ldots), \quad (1)$$

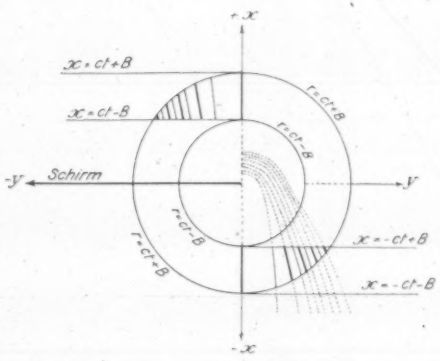
wobei die Entfernung r von der Schirmkante $x = y = 0$ gerechnet wird. Die Schnitte einiger dieser Paraboloide mit der xy-Ebene sind in der Figur punktiert eingezeichnet. Den geraden Zahlen n entsprechen die Maxima, den ungeraden die Minima. Ihre Entstehung wird dadurch klar, daß Sommerfelds Lösung im „unbeschatteten Raum" $y < 0$ sich auffassen läßt als Überlagerung $E + C$ ebner Wellen

$$E = \sin\frac{2\pi}{\lambda}(ct + x), \quad (2)$$

und Zylinderwellen

$$C = A_{(\varphi, r)} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(ct - r) + \frac{3\pi}{4}\right]. \quad (3)$$

E hat die Form ankommender ebner Wellen. C stellt Zylinderwellen dar, welche von der Schirmkante $x = y = 0$ radial auszugehen scheinen. Ihre Amplitude $A_{(\varphi, r)}$ hängt ab vom Ort (r, φ) des Aufpunktes, in welcher die Lichterregung $E + C$ beobachtet wird.



Im „Schattenraum"-Quadranten $x < 0$, $y < 0$ bestehen allein die Zylinderwellen C, so daß eine durch $A_{(r, \varphi)}$ bestimmte und zwar monotone Intensitätsabnahme von der Grenze des geometrischen Schattens ($y = 0$, $x < 0$) bis zur Schirmrückseite stattfindet.

Im „Reflexionsraum" $x > 0$, $y < 0$ besteht die Erregung $E + C + E_R$, wobei:

$$E_R = \sin\frac{2\pi}{\lambda}(ct - x)$$

reflektierte ebene Wellen darstellt.

II. Eine zweite Arbeit von Sommerfeld[1]) behandelt die Beugung eines aus dem Unendlichen der positiven x-Achse kommenden Impulses der endlichen Breite $2B$. In großer Entfernung $x > 0$ vom Schirm wird der herankommende Impuls dargestellt durch

$$\begin{array}{ll} f(ct + x) \text{ für Argumente} & |ct + x| < B \\ \text{bzw. } 0 \quad \text{„} \quad \text{„} & |ct + x| > B \end{array} \quad (4)$$

Der Impuls eilt mit Lichtgeschwindigkeit c auf den Schirm $x = 0$ zu. Seine Front erreicht den Schirm im Moment $ct = -B$; würde der Schirm die Lichtausbreitung nicht stören, so würde der Impuls im Moment $ct = +B$ den Schirm ganz überstrichen haben, um dann nach $(-x)$ hin weiter zu eilen. In Wirklichkeit beginnt aber im Moment $ct = -B$ der Beugungsvorgang: Der ankommende ebene Impuls wird von der „Schattengrenze" $y = 0$, $x < 0$ in zwei Teile zerschnitten (Figur). Der Teil $y > 0$ wandert als ebener Impuls

1) Die ausführliche Ableitung der Resultate nach den exakten Sommerfeldschen Methoden wird später publiziert werden.

2) Sommerfeld I.

1) Sommerfeld II.

a) $E' = f(ct + x)$ für Argumente $|ct + x| < B$
b) $E' = 0$ für Argumente $|ct + x| > B$ (5)

im „unbeschatteten" Raum $y > 0$ ungestört weiter. Der Teil $y < 0$ wird am Schirm $x = 0$, $y < 0$ nach den Gesetzen der geometrischen Optik reflektiert als ebener Impuls

a) $E_R' = f(ct - x)$ für Argumente $|ct - x| < B$
b) $E_R' = 0$ für Argumente $|ct - x| > B$ (6)

Außerdem beginnt aber vom Moment $ct = -B$ an radial von der Schirmkante aus ein Zylinderimpuls

a) $C' = g(ct - r)$ für Argumente $-B < ct - r < +B$
b) $C' = h(ct - r)$ für Argumente $+B < ct - r < \infty$
c) $C' = 0$ für Argumente $-\infty < ct - r < -B$ (7)

auszugehen.

In der Figur sind gemäß (5), (6), (7) die Geltungsbereiche der Erregungen f, g, h in der xy-Ebene eingezeichnet, nämlich folgendermaßen:

In dem durch Ebenen begrenzten Gebiet $-ct - B < x < -ct + B$ herrscht, soweit es nicht im Schattenraum verläuft, die Lichterregung $E' = f(ct + x)$. (5'a)

Dieses Gebiet geht mit Lichtgeschwindigkeit c in Richtung der negativen x-Achse weiter.

In dem ebenen Gebiet $+ct - B < x < +ct + B$ herrscht, soweit es im Reflexionsraum verläuft, die Erregung $E_R' = f(ct - x)$. (6'a)

Dieses Gebiet wandert in Richtung der positiven x-Achse weiter.

In dem Zylinderringgebiet $ct - B < r < ct + B$ herrscht für $r > 0$ die Erregung $C' = g(ct - r)$. (7'a)

Dieses Gebiet eilt mit Lichtgeschwindigkeit radial von der Schirmkante fort.

In dem Zylindergebiet $0 < r < ct - B$ herrscht die Erregung $C' = h(ct - r)$. (7'b)

Der Radius dieses Zylindergebietes wächst mit Lichtgeschwindigkeit.

In allen übrigen Gebieten der xy-Ebene ist in dem betrachteten Zeitpunkt keine Lichterregung vorhanden.

Dort, wo sich das Zylinderringgebiet (7'a) mit dem ebenen Gebiet (5'a) überdeckt, herrscht als gesamte Lichterregung

$$E' + C' = f(ct + x) + g(ct - r). \quad (8)$$

Das Überdeckungsgebiet wird begrenzt durch die äußere Fläche $r = ct + B$ des Zylinderringes (7'a) und durch die Rückseite $x = -ct + B$ des ebenen Gebiets (5'a). Während diese beiden Grenzflächen im Raum fortwandern, bewegt sich ihre Schnittgerade auf dem ebenen Paraboloid

$$x + r = 2B. \quad (8')$$

Der behandelte Impuls bestehe nun in einem Zeitpunkt $ct < -B$, wenn seine Front den Schirm noch nicht erreicht hat, aus N reinen Sinusperioden der Wellenlänge λ von der Gesamtbreite $2B = N\lambda$, d. h. es sei in (4) speziell

$$f(s) = \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda} s\right). \quad (9)$$

Dann läßt sich mit Hilfe der exakten Sommerfeldschen Methoden ableiten, daß die Funktion $C' = g(ct - r)$ in ihrem Gültigkeitsbereich (7'a) große Ähnlichkeit mit der in (3) vorkommenden Funktion

$$C = A_{(\varphi, r)} \sin\left[\frac{2\pi}{\lambda}(ct - r) + \frac{3\pi}{4}\right] \quad (3)$$

hat; und zwar unterscheidet sich C' in einem festen Punkt (xy) um so weniger von C, je längere Zeit der Punkt (xy) in dem sich bewegenden Ringgebiet (7'a) bereits liegt. Der Übergang von C' in C, die Anklingung, wird vollendet in großer Annäherung bereits etwa eine Lichtperiode $\tau = \frac{\lambda}{c}$ nach dem Eintritt des festen Punktes (xy) durch die äußere Zylinderfläche $r = ct + B$ in das Innere des Ringgebietes. Daher darf $C' = g(ct - r)$, abgesehen von einem schmalen Anklingungsgebiet nahe dem äußeren Ringrand, überall durch C ersetzt werden. Es treten also durch Interferenz von E' und C' Maxima und Minima an den gleichen Stellen (Paraboloiden) auf, die in (1) angegeben wurden, soweit diese Paraboloide in dem Überdeckungsgebiet verlaufen. Da das Überdeckungsgebiet durch das mit (1) konfokale und koaxiale Paraboloid (8')

$$x + r = N\lambda \quad (8'')$$

begrenzt ist, kommen für Maxima und Minima nur diejenigen Paraboloide (1)

$$x + r = \left(n + \frac{3}{4}\right)\frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, 1, 2 \ldots) \quad (1)$$

in Betracht, welche innerhalb (8') verlaufen. Ihre Anzahl ist $2N$. D. h., man beobachtet nur N helle und N dunkle Streifen, entsprechend den geraden und den ungeraden Zahlenwerten von $n < 2N - \frac{3}{4}$, nämlich $n = 0, 2, 4 \ldots 2N - 2$, bzw. $n = 1, 3, 5 \ldots 2N - 1$.

Die Beobachtungsdauer des Streifens mit der Zahl n auf einer in den Beugungsraum gestellten Platte berechnet sich zu

$$\tau_n = \frac{1}{c} \cdot \frac{\lambda}{2} \left(2N - \frac{3}{4} - n \right). \qquad (10)$$

Von dieser Zeit τ_n ist aber noch ein für alle n gleich großer Zeitbetrag der ungefähren Größe

$$\tau' = \frac{\lambda}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot 2$$

für den Anklingungsvorgang abzurechnen, so daß der letzte dunkle und helle Streifen nicht mehr deutlich zum Vorschein kommen wird.

Dem Anklingungsprozeß entspricht im Gebiet $r < ct - B$ ein Abklingungsvorgang. Es wird nämlich in einem festen Punkt (xy) noch beliebig lange Zeit, nachdem der Zylinderring über ihn hinweggegangen ist, eine Lichterregung (7b) $C = h(ct - r)$ angetroffen. Jedoch zeigt die Rechnung, daß $h(ct - r)$ bereits 1 bis 2 Perioden nach dem Eintritt des Punktes (xy) in das Gebiet $r < ct - B$ eine Intensität erhält, welche gegen den stationären Intensitätswert im Ringgebiet zu vernachlässigen ist.

Das Resultat 4 über die Zahl der Maxima und Minima bei unendlich langen Wellenzügen mit Phasenwechseln ergibt sich ohne weiteres mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen.

Unsere Ergebnisse gestatten, einige bekannte Überlegungen über den Begriff der spektralen Zerlegung zu ergänzen. Ein Wellenzug von n Sinusperioden läßt sich zwar formal nach dem Fourierschen Lehrsatz als ein „Spektrum" auffassen. Dieses Fourierspektrum hat aber nichts zu tun mit dem wirklich beobachteten Spektrum, das der abgebrochene Wellenzug in einem Beugungsapparat entwirft; während nämlich das Fourierspektrum aus zeitlich unbegrenzt andauernden Wellen aller verschiedenen Farben besteht, wird, jedenfalls am Rande einer Halbebene, eine Erscheinung beobachtet, welche identisch ist mit dem überall gleich gefärbten Beugungsbild, das auch eine unbegrenzte Welle derselben Periode erzeugen würde. Der einzige Unterschied zwischen abgebrochener und unbegrenzter Welle ist, was die Beobachtung betrifft, an der Halbebene nur die verschiedene Dauer des sonst gleichen Beugungsbildes. Daß die scharfen Linien bei einem stark auflösenden Gitter mit abnehmender Länge des auftreffenden Wellenzuges verwischt werden, liegt nicht daran, daß das Fourierspektrum des Wellenzuges sich verbreitert, sondern ist darauf zurückzuführen, daß jene Schärfe durch das Zusammenwirken vieler räumlich getrennter Stellen (Gitterstriche) des beugenden Apparates zustande kommt, daß aber bei kurzer Dauer die Wirkung der einzelnen Gitterstriche nicht im selben Moment an der Beobachtungsstelle zur Geltung kommen kann, daß also sozusagen die Auflösungskraft des Apparates herabgesetzt ist.[1]) Die Verhältnisse, wenn der abgebrochene Impuls nicht aus Sinuswellen besteht, sondern irgend eine andere Form hat, sind sehr kompliziert; jedenfalls hat das dann beobachtete farbige Spektrum nichts oder doch nur indirekt etwas mit dem Fourierspektrum des Impulses zu tun.

Überhaupt ist das eingangs erwähnte Paradoxon auf eine Verwechslung von Fourierspektrum und beobachtbarem Spektrum zurückzuführen.

1) Genaueres wird demnächst publiziert.

Göttingen, April 1915.

(Eingegangen 21. April 1915.)

Neue Untersuchungen über Metallnebel.

Von Richard Lorenz.

Mit Tafel VI u. VII.

Die Natur der im Jahre 1895 von Richard Lorenz aufgefundenen „Metallnebel in Salzschmelzen" ist jetzt durch eine Reihe von Arbeiten weitgehend aufgeklärt worden. Die Erscheinung ist folgende. Schmelzflüsse von Salzen, wie z. B. Bleichlorid, die man in Glas- oder Quarzgefäßen ausführen kann, erwiesen sich — wenn sie chemisch vollkommen rein sind — als völlig klare, helle, durchsichtige Flüssigkeiten. Bleichlorid zeigt hierbei eine leicht gelbliche Färbung, die aber die Durchsichtigkeit der Schmelze in keiner Weise beeinträchtigt. Trägt man nun in die klare Schmelze ein etwa linsengroßes Stückchen reines, blank gesäubertes metallisches Blei ein, so sinkt es infolge seines größeren spezifischen Gewichtes auf den Boden des Gefäßes und schmilzt dort alsbald zu einer quecksilberglänzenden Kugel. In diesem Augenblick erfolgt die interessante Erscheinung der Bildung der Metallnebel. Unmittelbar nachdem der Schmelzvorgang beendet ist, stößt nämlich das Blei schwarzbraune Nebel in die bis dahin klare Flüssigkeit mit fast explosionsartiger Heftigkeit aus. Diese „Metallnebel" verbreiten sich schlierenartig und erfüllen schließlich die ganze Schmelze, indem sie diese intensiv dunkel färben. Derartige, „mit Metallnebeln gefärbte Salzschmelzen" erscheinen in dünnen Schichten im durchfallenden Lichte klar durchsichtig, im auffallenden Lichte undurchsichtig und trübe

und verhalten sich also analog den kolloidalen Lösungen von Metallen. Der Vermutung, daß es sich um eine „in der Hitze des Schmelzflusses gebildete kolloidale Metallösung" handelt, wurde durch den Namen „Pyrosol" Ausdruck verliehen[1]). Infolge von technischen Schwierigkeiten gelang es bis jetzt nicht, diese gefärbten Schmelzen im flüssigen Zustand im Ultramikroskop zu betrachten. Doch hoffe ich, bald über derartige Versuche berichten zu können. Im Gegensatz hierzu ist es aber in der letzten Zeit gelungen, den Nachweis der dispersen Teilchen in den erstarrten Salzen zu führen. Hierzu war es notwendig, zunächst optisch leere, aus dem Schmelzfluß erstarrte Kristalle darzustellen. Dies gelang durch Anwendung gewisser Vorsichtsmaßregeln, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll[2]). Richard Lorenz und W. Eitel stellten im optisch leeren Zustande dar: Bleichlorid, Silberchlorid und Silberbromid, und ferner gelang es ihnen, die Natur der Nebel von Blei in Bleichlorid, Silber in Silberchlorid und -bromid, und Thallium in Thallochlorid und -bromid ultramikroskopisch nachzuweisen. Die Resultate dieser Untersuchungen sollen an den beistehenden Figuren dargelegt werden.

Fig. 1 (Tafel VI) stellt die photographische Abbildung des Augenblickes dar, in dem ein Tropfen von geschmolzenem Blei unter geschmolzenem Bleichlorid beginnt, die Nebel auszustoßen. Man erkennt das raketenartige Aufschießen deutlich in der Mitte der Figur zwischen den beiden geraden Strichen, die von dem Glasgefäß herrühren. Das hier hochschießende Gebilde besitzt nach Art eines Kometen einen deutlich sichtbaren Kopf mit einem dunklen Kern. Die dunklen Schattenpartien bei der Einschnürung des Rohres rühren von unvermeidlichen Reflexen bei der Aufnahme des stark lichtbrechenden Bleichloridschmelzflusses im durchfallenden Lichte her und sind nicht mit den Nebeln zu verwechseln.

Fig. 2 (Tafel VI) zeigt über Blei geschmolzenes und dann erstarrtes Bleichlorid. Der Anblick desselben unter dem Ultramikroskop gehört neben den Goldrubingläsern Zsigmondys zu dem schönsten, das uns das Ultramikroskop zu bieten imstande ist. Zahllose glänzende Lichtpünktchen erscheinen auf tiefschwarzem Grunde, die auf die Anwesenheit einer feinverteilten Materie in den Bleichloridkristallen schließen lassen. Was aber dieses Bild auch gegenüber den Rubingläsern so besonders interessant macht, ist die Tatsache, daß jedes Beugungsscheibchen infolge der starken Doppelbrechung des Bleichlorids doppelt erscheint. Auch die um das Scheibchen konzentrisch liegenden farbigen Beugungsringe zeigen dieselbe Verdopplung. Die Beugungsscheibchen selbst bestehen bei starker Vergrößerung und hoher Objektivapertur deutlich aus je zwei rot bzw. blau erscheinenden Einzelbildchen, eine Erscheinung, die Zsigmondy auch an den Goldrubinteilchen beobachtet hat und die auf der hohen Dispersion für verschiedene Lichtarten beruht. Ferner erkennt man bei starker Vergrößerung eigentümliche Lichtschweife um die Beugungsbildchen, welche den sogenannten Lichtfiguren auf Kristallflächen überaus ähnlich sind und ähnliche Symmetrieverhältnisse wie diese zeigen.

In Fig. 3 (Tafel VI) sind mehrere solcher Lichtfiguren in 6000facher Vergrößerung abgebildet. (Aufnahme einer Mikrophotographie bei 350facher Vergrößerung am Ultramikroskop und Vergrößerung des Negativs im Mikroskop auf den genannten Betrag.) Das von den Beugungsscheibchen ausgesendete Licht ist vollkommen geradlinig polarisiert. Setzt man über das Mikroskopular einen Analysator, so bemerkt man beim Drehen desselben abwechselnd Helligkeit und Auslöschung jeweils an der Hälfte der Bilder. Die Schwingungsrichtungen der geradlinig polarisierten Lichtstrahlen in den beiden Beugungsbildern stehen senkrecht aufeinander. Schon Siedentopf und Zsigmondy beobachteten an kolloidalen Goldteilchen in wässeriger Lösung, daß im polarisierten Licht die von den Teilchen reflektierten Strahlen teilweise verschiedene Polarisationszustände zeigen können. Die von Lorenz und Eitel beobachtete Erscheinung ist jedoch von der von Siedentopf und Zsigmondy beobachteten prinzipiell verschieden. Der Unterschied besteht darin, daß hier das Licht in dem anisotropen Medium je nach Lage der Einfallsebene zu den optischen Hauptschnitten des Kristalls in verschiedenen Richtungen verschiedene Verzögerungen erleidet, was bei den von Siedentopf und Zsigmondy beschriebenen Erscheinungen in isotropen Medien nicht der Fall sein kann. Dementsprechend kann man an den metallnebelhaltigen Bleichloridkristallen folgende Beobachtung machen. Geht man, ohne den Kristall unter dem Mikroskop zu verschieben, mit dem Lichtkegel bei feststehendem Mikroskoptubus in die Tiefe des Kristalles, so scheinen sich die Lichtbildchen alle voneinander zu entfernen, während sie sich bei der umgekehrten Bewegung einander nähern,

1) Vgl. Rich. Lorenz, „Über Pyrosole", Gedenkboek aan J. M. van Bemmelen (Helder 1910).

2) Bezüglich der Einzelheiten muß auf die Originalarbeiten verwiesen werden. Siehe Rich. Lorenz und W. Eitel, Neue Untersuch. über Metallnebel Nr. 1, 2 und 3. Zeitschr. f. anorgan. Chem. 91, 46, 57, 61, 1915. Hier findet man auch eine Zusammenstellung der Literatur über Metallnebel.

weil die Dicke der von dem Licht durchlaufenen Schicht des anisotropen Mediums zunimmt bzw. abnimmt. Von Präparat zu Präparat ist die Entfernung der Beugungsbildchen bei gleicher Tiefenbeobachtung verschieden. Dies liegt daran, daß die Orientierung der künstlich für die Beobachtung angebrachten Schlifffläche gegen die optischen Bezugselemente eine verschiedene ist. Theoretisch ist sogar der Fall denkbar, daß nur ein Bild gesehen werden kann, wenn eine der optischen Achsen des Kristalls mit der optischen Achse des Mikroskops zusammenfällt und senkrecht auf der Achse des Beleuchtungskegels steht. Dies konnte in der Tat gelegentlich beobachtet werden. Die dispersen Teilchen zeigen vielfach Orientierungen. In Fig. 2 (Tafel VI) läuft z. B. durch die Mitte des Bildes eine Trennungsfläche zweier Kristallindividuen, in der sich kein einziges Teilchen befindet.

Fig. 4 (Tafel VI) zeigt eine eigentümlich netzartige Anordnung der Teilchen.

Fig. 5 (Tafel VI) zeigt eine Anordnung der Teilchen genau nach den Kristallflächen zweier noch (012) verzwillingter Kristallindividuen. Die Streifensysteme bilden einen Winkel von 130°, dessen Halbierende die Spur der Zwillingsebene ist. Ähnliche Erscheinungen sind bisher nur bei Gaseinschlüssen in vulkanischen Mineralien (Plagioklase, Augite) beobachtet worden; hier sind sie also auf synthetischem Wege erhalten. Gaseinschlüsse finden sich gelegentlich in auf bestimmte Weise hergestellten Präparaten von Bleichlorid ebenfalls vor. Sie sind leicht von den Teilchen der Metallnebel zu unterscheiden. Es soll an dieser Stelle hierauf nicht näher eingegangen werden.

Von ganz besonderem Interesse sind die Erscheinungen, welche an metallnebelhaltigen Silberchlorid- und -bromidkristallen gefunden wurden wegen ihrer unzweifelhaften Beziehungen zu der Theorie des latenten photographischen Bildes. Silber entsendet seine Nebel in die Silberhaloide erst, nachdem es darin geschmolzen ist. Während die Haloide schon bei ca. 500° eingeschmolzen werden können, muß die Temperatur bei Gegenwart von metallischem Silber bis etwa 1100° gesteigert werden, um dieses unterhalb der flüssigen Schmelze selbst flüssig zu machen. Dann beginnt die Nebelung, und die bei der Abkühlung entstehenden metallnebelhaltigen Kristalle zeigen außerordentliche Mengen äußerst feiner kolloidaler Teilchen, die ein prächtiges Bild dem Auge darbieten.

Fig. 6 (Tafel VI) zeigt einen im Ultramikroskop vollkommen optisch leeren Kristall von Bleichlorid, aus dem erstarrten Schmelzflusse gewonnen, dessen Spaltrisse nach (001) und (010) sich in Gestalt scharf begrenzter, blendend heller Linien zeigen, die sich unter 90° treffen.

Fig. 7 (Tafel VII) stellt diese Teilchen im Lichtkegel des Ultramikroskops in einem Kristall von Bromsilber dar. Die Analogie mit den Zsigmondyschen Goldrubingläsern ist hier größer als beim Bleichlorid, weil der Silberbromidkristall isotrop ist. Unterschiede gegenüber dem Rubinglas ergeben sich nur aus dem Umstande, daß ein regulärer Kristall vorliegt, während bei diesem die Teilchen in ein amorphes Medium eingelagert sind. Eine Anordnung der Teilchen nach bestimmten Richtungen im Kristall konnte hier nicht beobachtet werden. Von besonderer Wichtigkeit sind die Beobachtungen an optisch leeren Chlor- und Bromsilberkristallen. Zur Feststellung der optischen Leere müssen diese Kristalle notwendigerweise mit dem intensiven Lichtkegel des Ultramikroskops durchleuchtet werden. Hierbei zeigt es sich, daß der optisch leere Chlor- oder Bromsilberkristall diese Lichtwirkung eine kurze Zeit hindurch aushalten kann, ohne sich dabei sichtbar zu verändern. Nach einigen Sekunden wird er jedoch mehr und mehr undurchsichtig und färbt sich durch violett hindurch schließlich schwarz. Die violette Farbe gleicht beim Silberchlorid völlig derjenigen der Auskopierpapiere und geht allmählich in den bekannten schwarzen Ton über. Richard Lorenz und K. Hiege haben gezeigt[1]), daß bei Belichtung eines Bromsilberkristalls im Beleuchtungskegel des Ultramikroskops zunächst kein Lichtkegel im Kristall sichtbar wird. Der Kristall ist also zuerst optisch leer. Nach kurzer Zeit bemerkt man an der Stelle, wo der Kegel die Oberfläche durchsetzte, eine immer intensiver werdende Bräunung, die einem erkennbaren Lichtkegel entspricht. Es sind mithin jetzt „Submikronen" vorhanden. Bald bildet sich in dem braunen Kegel eine große Anzahl sehr kleiner heller Pünktchen, die sich bei weiterer Belichtung immer weiter vergrößern, ein Zeichen, daß die ausgeschiedenen Teilchen im Lichte weiter wachsen. In den folgenden Figuren ist dies dargestellt.

Fig. 8 (Tafel VII) zeigt den Anfang der Belichtung. Der Lichtkegel ist durch das Auftreten der Färbung sichtbar geworden. Die großen hellen Punkte auf dem Bilde sind Verunreinigungen der Oberfläche.

Fig. 9 (Tafel VII) zeigt dieselbe Stelle nach einer Belichtungsdauer von 15 Minuten im Belichtungskegel des Ultramikroskops. Zahlreiche Pünktchen sind erschienen, die sich in

Fig. 10 (Tafel VII) nach weiteren 15 Minu-

1) Richard Lorenz und K. Hiege, Zeitschr. f. anorgan. Chem. **92**, 27, 1915.

ten deutlich vergrößert haben. Gleichzeitig erkennt man, daß die Zwischenräume zwischen den einzelnen Teilchen viel deutlicher hervortreten, die Submikronen verschwinden offenbar, indem ihre Masse zur Vergrößerung der wachsenden Teilchen verwendet wird.

Daß wirklich zunächst keine Wirkung des Beleuchtungskegels auf den Bromsilberkristall stattfindet und dieser optisch leer ist, zeigt die in Fig. 11 (Tafel VII) wiedergegebene Aufnahme. Sie ist in der Weise zustande gekommen, daß eine, längere Zeit belichtete Stelle im Beleuchtungskegel verschoben wurde, so daß die eine Hälfte derselben auf eine bis dahin unbelichtete Stelle des Kristalls traf. Infolgedessen ist der obere Rand des Lichtkegels im Bilde nicht zu sehen. Während der Expositionszeit für die Aufnahme des Bildes blieb diese Stelle optisch leer. Ferner gelang es Lorenz und Hiege, zu zeigen, daß die Submikronen, die sich bei der Belichtung eines Bromsilberkristalls zuerst darin ausscheiden, im Dunkeln in der Wärme „entwickelt", d. h. zum Wachstum gebracht werden können, während ein unbelichteter Kristall auch in der Wärme bei den gleichen Versuchsbedingungen optisch leer bleibt.

Fig. 12 (Tafel VII) zeigt die durch Wärme hervorgerufenen Teilchen. Hierbei sind die Zwischenräume noch klarer geworden als beim Wachstum unter dem Einfluß des Lichtes; die Teilchen wachsen also sicher auf Kosten der Submikronen. Alle diese Beobachtungen sind für die Theorie des latenten photographischen Bildes von Wichtigkeit. Sie sprechen sehr zugunsten der Annahme, daß dieses aus submikronischen Silberteilchen besteht.

Übersicht über die Ergebnisse der vorstehenden Untersuchung.

1. In den durch Metalle gefärbten Schmelzen zeigen sich nach dem Erkalten im Ultramikroskop zahllose disperse Teilchen. Es ist hierdurch die kolloidale Natur der sogen. Lorenzschen Metallnebel wenigstens für den festen Zustand nachgewiesen.

2. Bei Gelegenheit dieser Untersuchungen wurden optisch leere Kristalle aus Schmelzflüssen dargestellt.

3. Die dispersen Metallteilchen sind in den Kristallen vielfach nach den Symmetrieebenen orientiert.

Frankfurt a. M., Institut für physikalische Chemie der Universität. Physikalischer Verein.

(Eingegangen 13. Mai 1915.)

Über eine Verknüpfung des Sommerfeldschen Wirkungsprinzips mit der Planckschen Quantentheorie.

Von M. Wolfke.

Eine direkte Verknüpfung des Sommerfeldschen Wirkungsprinzips mit der Planckschen Quantentheorie durch Ableitung der einen Theorie aus der anderen stößt auf prinzipielle, wohl unüberwindbare Schwierigkeiten[1]). Es dürfte aber nicht ausgeschlossen sein, diese beiden Theorien dadurch zu verknüpfen, daß man sie beide aus ein und demselben allgemeineren Prinzip ableitet. Ein solches ganz allgemeines Prinzip wurde von Planck in seiner Abhandlung: „Zur Dynamik bewegter Systeme" in folgenden Worten ausgesprochen[2]):

„Einer jeden Veränderung in der Natur entspricht eine bestimmte von der Wahl des Bezugssystems unabhängige Anzahl von Wirkungselementen".

Vergleicht man das von Sommerfeld formulierte Wirkungsprinzip[3]) mit dem hier zitierten Planckschen allgemeinen Prinzip, so ersieht man ohne weiteres, daß das Sommerfeldsche Prinzip in dem allgemeinen Planckschen Prinzip als Spezialfall enthalten ist[4]).

In dieser Abhandlung will ich versuchen, die Quantentheorie, oder vielmehr die Planckschen Energiequanten, ebenfalls aus diesem allgemeinen Planckschen Prinzip mit Benutzung des Sommerfeldschen Wirkungselementes $\frac{h}{2\pi}$ abzuleiten und dadurch das Sommerfeldsche Wirkungsprinzip mit der Planckschen Quantentheorie zu verknüpfen.

§ 1.

Wir wollen das allgemeine Plancksche Wirkungsprinzip auf physikalische Systeme, die von anderen Systemen vollständig abgeschlossen sind, anwenden.

In der oben zitierten Abhandlung bezeichnet Planck das Hamiltonsche Integral

1) Berichte des Brüsselschen Solvay-Kongresses 1911: „La théorie du rayonnement et les quanta", veröffentlicht durch P. Langevin und M. de Broglie, 1912. Vgl. Bemerkung von Langevin, S. 375. (Deutsche Ausgabe, herausgegeben von A. Eucken. Halle 1914.)

2) M. Planck, Berl. Ber. S. 561, 1907; Ann. d. Phys. (4) **26**, 1, 1908. Vgl. § 12, S. 23.

3) A. Sommerfeld, Bericht auf dem Solvay-Kongreß 1911, loc. cit., S. 313 und diese Zeitschr. **12**, 1057, 1911.

4) A. Sommerfeld, Solvay-Kongreß 1911, loc. cit. Vgl. S. 319 und § 1 der Diskussion, S. 373. Diese Zeitschr., loc. cit. Vgl. Ende des § 8, S. 1064; auch P. Debye und A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **41**, 873, 1913. Vgl. S. 874.

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} H\,dt$$

als „Wirkungsgröße“[1]) eines Vorgangs.

Wenn wir mit Planck annehmen, daß diese Wirkungsgröße in der Natur nur in ganzen Wirkungselementen vorhanden sein kann, und gleichzeitig diese Wirkungselemente gleich dem Sommerfeldschen $\frac{h}{2\pi}$ setzen, so läßt sich daraus unmittelbar für ein abgeschlossenes System folgender Satz aufstellen:

Bei einem abgeschlossenen physikalischen System erfolgt jede Zunahme und jede Abnahme der gesamten Wirkungsgröße in ganzen Wirkungselementen $\frac{h}{2\pi}$.

Diesen Satz können wir durch folgende Gleichung ausdrücken:

$$\left|\int_{\tau_1}^{\tau_2} H\,dt\right| = N\cdot\frac{h}{2\pi}, \qquad (1)$$

wo die Integrationsgrenzen τ_1 und τ_2 den Anfang und das Ende ein und derselben Zunahme oder Abnahme der Wirkungsgröße bedeuten und N eine ganze Zahl ist.

§ 2.

Betrachten wir nun eine Hohlraumstrahlung, die in einem Würfel von der Kantenlänge l mit metallisch spiegelnden Seitenflächen eingeschlossen ist. In diesem Hohlraum zerfällt bekanntlich, nach den Maxwellschen Feldgleichungen, der elektromagnetische Vorgang in eine Reihe von stehenden Schwingungen, die voneinander vollständig unabhängig sind.

Legen wir den Koordinatenanfangspunkt in eine Ecke des Würfels und die Koordinatenachsen in die anstoßenden Kanten, so wird eine jede einzelne beliebige von diesen stehenden Schwingungen durch folgendes Gleichungssystem bestimmt[2]):

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{E}_x &= \cos\frac{a\pi x}{l}\cdot\sin\frac{b\pi y}{l}\cdot\sin\frac{c\pi z}{l}\cdot e_1\cdot\cos 2\pi\nu t,\\
\mathfrak{E}_y &= \sin\frac{a\pi x}{l}\cdot\cos\frac{b\pi y}{l}\cdot\sin\frac{c\pi z}{l}\cdot e_2\cdot\cos 2\pi\nu t,\\
\mathfrak{E}_z &= \sin\frac{a\pi x}{l}\cdot\sin\frac{b\pi y}{l}\cdot\cos\frac{c\pi z}{l}\cdot e_3\cdot\cos 2\pi\nu t,\\
\mathfrak{H}_x &= \sin\frac{a\pi x}{l}\cdot\cos\frac{b\pi y}{l}\cdot\cos\frac{c\pi z}{l}\cdot h_1\cdot\sin 2\pi\nu t,\\
\mathfrak{H}_y &= \cos\frac{a\pi x}{l}\cdot\sin\frac{b\pi y}{l}\cdot\cos\frac{c\pi z}{l}\cdot h_2\cdot\sin 2\pi\nu t,\\
\mathfrak{H}_z &= \cos\frac{a\pi x}{l}\cdot\cos\frac{b\pi y}{l}\cdot\sin\frac{c\pi z}{l}\cdot h_3\cdot\sin 2\pi\nu t,
\end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

wo a, b und c beliebige drei positive ganze Zahlen bedeuten, und die anderen Bezeichnungen ohne weiteres verständlich sind.

Da jede solche stehende Schwingung im leeren Raume ein vollständig abgeschlossenes physikalisches System bildet, so können wir in diesem Falle den oben aufgestellten Satz[1]) anwenden.

Wir betrachten die elektrische Energie der Schwingung als potentielle und bezeichnen sie mit U; die magnetische Energie betrachten wir als kinetische und bezeichnen sie mit T. Diese beiden Energien sind durch folgende Gleichungen gegeben[2]):

$$\left.\begin{aligned}
U &= \frac{1}{8\pi}\int dv\cdot(\mathfrak{E}_x^2+\mathfrak{E}_y^2+\mathfrak{E}_z^2),\\
T &= \frac{1}{8\pi}\int dv\cdot(\mathfrak{H}_x^2+\mathfrak{H}_y^2+\mathfrak{H}_z^2),
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

wo die Integration über das ganze betrachtete Volumen auszuführen ist. Indem wir in die Integrale (3) die Ausdrücke (2) einsetzen und über den Hohlraum, für x, y, z von o bis l, integrieren, erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned}
U &= \frac{a^2 l^3}{64\pi}\cdot\cos^2 2\pi\nu t,\\
T &= \frac{a^2 l^3}{64\pi}\cdot\sin^2 2\pi\nu t,
\end{aligned}\right\}$$

wobei

$$a^2 = e_1^2+e_2^2+e_3^2 = h_1^2+h_2^2+h_3^2$$

ist[3]).

Aus diesen Gleichungen läßt sich die gesamte Energie E und das kinetische Potential H der Schwingung berechnen:

$$E = T+U = \frac{a^2 l^3}{64\pi},$$

$$H = T-U = \frac{a^2 l^3}{64\pi}(\sin^2 2\pi\nu t-\cos^2 2\pi\nu t) = -\frac{a^2 l^3}{64\pi}\cdot\cos 4\pi\nu t,$$

oder für das kinetische Potential:

$$H = -E\cdot\cos 4\pi\nu t. \qquad (4)$$

Aus der Gleichung (4) ersehen wir, daß das kinetische Potential periodisch positive und negative Werte annimmt. Dementsprechend wird die Wirkungsgröße der Schwingung periodisch zunehmen oder abnehmen, je nachdem das kinetische Potential (4) positive oder negative Werte aufweist. In einem beliebigen Zeitintervall zwischen

1) M. Planck, Ann. d. Phys., loc. cit., S. 23.
2) Vgl. M. Planck, Vorles. üb. d. Theorie d. Wärmestrahlung, 2. Aufl. 1913. Gl. (305), S. 175.

1) Vgl. § 1.
2) M. Abraham, Theorie der Elektrizität, Bd. I. 4. Aufl. 1912. Gl. (138), S. 134 und Gl. (162), S. 192.
3) Vgl. M. Planck, Vorles. üb. d. Theorie d. Wärmestrahlung, Gl. (306), S. 176.

$$\tau_1 = \frac{1}{4\nu}\left(i + \frac{1}{2}\right)$$

und

$$\tau_2 = \frac{1}{4\nu}\left(i + \frac{3}{2}\right),$$

wo i eine ganze Zahl bedeutet, bleibt das Vorzeichen des kinetischen Potentials (4) unverändert. Die gesamte Zunahme oder Abnahme der Wirkungsgröße wird also während eines solchen Zeitintervalls, dem absoluten Werte nach, sein gleich:

$$\left|\int_{\tau_1}^{\tau_2} H\,dt\right| = E \cdot \left|\int_{\frac{1}{4\nu}\left(i+\frac{1}{2}\right)}^{\frac{1}{4\nu}\left(i+\frac{3}{2}\right)} \cos 4\pi\nu t \cdot dt\right| = \frac{E}{2\pi\nu}. \quad (5)$$

Dem im § 1 aufgestellten Satz entsprechend muß dieser Wert (5) ein ganzes Vielfaches des Wirkungselementes $\frac{h}{2\pi}$ sein, so daß wir gemäß der Gleichung (1) und (5) schreiben können:

$$\frac{E}{2\pi\nu} = N \cdot \frac{h}{2\pi},$$

woraus folgt:

$$E = N \cdot h\nu. \quad (6)$$

Diese Gleichung (6) sagt jedoch nichts anderes aus, als daß sich die Energie der Hohlraumstrahlung über die einzelnen Schwingungen in ganzen Quanten $h\nu$ verteilt.

Dasselbe gilt für lineare Oszillatoren und für einfache harmonische Schwingungen beliebiger Systeme im stationären Zustand, da, wie eine einfache Rechnung überzeugt, in allen diesen Fällen das kinetische Potential durch die Gleichung (4) gegeben ist.

Aus dieser kurzen Abhandlung ersehen wir also, daß die Anwendung des allgemeinen Planckschen Wirkungsprinzips auf abgeschlossene Systeme, bzw. der von uns im § 1 aufgestellte Satz, bei harmonisch schwingenden Systemen zu den Planckschen Energiequanten $h\nu$ führt.

Hierbei ergibt sich für das Sommerfeldsche Wirkungselement in zwingender Weise der Wert $\frac{h}{2\pi}$, da ein anderer Wert[1]), z. B. $\frac{h}{4}$, nicht zu der Gleichung (6) führen würde.

1) A. Sommerfeld, Solvay-Kongreß 1911, loc. cit. Vgl. S. 359.

Zürich, April 1915.

(Eingegangen 21. April 1915.)

Über die Verwendbarkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen.

Von F. Voltz.

Die von May entdeckte Eigentümlichkeit des Selens, bei Absorption von Lichtenergie seinen elektrischen Leitwiderstand zu verändern, hat wie bekannt zur Konstruktion der verschiedensten Selenphotometer geführt. Auch zur Lichtmessung im Ultraviolett benutzte man Selenzellen. Brauchbare Meßresultate hatte man aber nicht erhalten können, da sie alle durch die Inkonstanz der Erscheinung ungenau wurden.

Die Entwicklung der Röntgenstrahlentechnik fordert nun Strahlenmeßeinrichtungen und man hat die Lichtempfindlichkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen verwenden wollen und den Gedanken auch teilweise schon praktisch durchgeführt.

Da aber, wie erwähnt wurde, brauchbare Meßresultate mit Selen im gewöhnlichen Lichtspektrum nicht erzielt werden konnten, so entsteht die Frage, ob Selen sich wirklich zu Röntgenstrahlenmessungen eignet, oder ob auch hier die Inkonstanz der Erscheinung als störend und die Meßresultate beeinflussend auftritt. Die im folgenden beschriebenen Messungen geben hierüber Aufschluß.

Selen besitzt ein Atomgewicht von 79,2 und existiert bekanntlich in den zwei Formen Se_A und Se_B. Die Vermehrung der elektrischen Leitfähigkeit beruht nach den Untersuchungen von R. Marc auf der Verschiebung des Gleichgewichtes von Se_A zu Se_B und umgekehrt, also entweder zugunsten oder ungunsten von Se_B, derjenigen Modifikation, welcher allein ein elektrisches Leitvermögen zuzusprechen ist.

Zur Durchführung der beschriebenen Untersuchungen wurden drei Selenzellen beschafft, die als besonders geeignet für Röntgenstrahlenmessungen bezeichnet wurden. Bei den Vorversuchen schieden zwei Zellen von vornherein wegen ihrer Trägheit und ihres ungleichmäßigen Arbeitens als unbrauchbar aus, während mit der dritten Zelle die Messungen durchgeführt werden konnten.

Zu den Versuchen wurde eine Müller-Wasserkühlröhre mit breitem Brennpunkt verwendet, wie solche in der Röntgentherapie Verwendung finden. Das Funkeninduktorium wurde mit einem Gasunterbrecher von Reiniger, Gebbert und Schall betrieben, der sich bei langandauerndem Betriebe vorzüglich bewährt, insbesondere deswegen, weil keine Verschlammung des Quecksilbers auftritt, wie dies bei den alten Quecksilberunterbrechern der Fall ist. Um verkehrt gerichtete Ströme von der Röhre fernzu-

halten, wurde eine kleine Funkenstrecke der Röhre vorgeschaltet, die sich in einem Glasgefäß befand, das teilweise mit Natronkalk gefüllt war. Natronkalk beseitigt die Feuchtigkeit und die salpetrigen Dämpfe aus dem Glasgefäß und bewirkt ein gleichmäßiges Arbeiten der Funkenstrecke und damit auch ein ruhiges Aufleuchten der Röhre.

Die Selenzelle wurde in 20 cm Abstand senkrecht von der Antikathode der Röhre aufgestellt und durch eine dazwischengeschaltete starke Bleiblende wurde dafür gesorgt, daß nur ein begrenzter Strahlenkegel auf die Zelle auffallen konnte. Mit der Zelle wurde eine Akkumulatorenbatterie von 4 Volt Klemmenspannung verbunden und in den Stromkreis ein Milliamperemeter (Deprez-Instrument) als Galvanometer eingeschaltet. Die Skala des Milliamperemeters hatte zwei Teilungen, die eine bis 3 Milliampere, es entsprach jeder Teilstrich der Skala 0,05 Milliampere, die andere bis 15 Milliampere, hier entsprach jeder Teilstrich der Skala 0,25 Milliampere. Bei den meisten Messungen kam man jedoch mit der Teilung bis 3 Milliampere aus.

Mit den Messungen an der Selenzelle liefen Ionisationsmessungen parallel, um die aus den Messungen gewonnenen Resultate bewerten zu können. Die Ionisationskammer wurde dabei seitlich in ebenfalls 20 cm Abstand von der Antikathode in den Gang des Röntgenstrahlenkegels gebracht.

Die Röhre wurde zunächst mit zwei Milliampere belastet. Am Bauer-Qualimeter abgelesen, ergab sich der Härtegrad der Röhre zu 8. Diese beiden Faktoren konnten während der Versuchsdauer von 5 Minuten, wenn wir von ganz geringen Schwankungen absehen, konstant gehalten werden. Es wurden dann die Werte am Milliamperemeter, das in den Stromkreis der Selenzelle eingeschaltet war, vom Moment des Einschaltens an, von 30 zu 30 Sekunden abgelesen. Die Messungen wurden von drei verschiedenen Anfangspunkten aus durchgeführt und ergaben die in Tabelle I aufgezeichneten Werte. An diese Messungen direkt schloß sich die Beobachtung der Rückverschiebung des Dunkelgleichgewichtes an und auch hier wurden die Werte am Milliamperemeter von 30 zu 30 Sekunden abgelesen. Die gewonnenen Werte sind gleichfals in die Tabelle I eingetragen. Es bedeuten in derselben t die Zeit, i den durch die Selenzelle fließenden Strom.

Tabelle I.

$Se_A \rightarrow Se_B$				$Se_B \rightarrow Se_A$			
t	i_1	i_2	i_3	t	i_1	i_2	i_3
0,0	6,0	10,0	13,5	0,0	21,0	30,0	31,5
0,5	16,0	22,0	25,6	0,5	14,0	19,0	22,5
1,0	18,0	23,0	27,0	1,0	12,0	15,9	18,0
1,5	18,5	24,0	27,5	1,5	11,0	14,8	16,0
2,0	19,0	25,0	28,0	2,0	10,0	13,2	15,0
2,5	19,5	26,0	28,5	2,5	9,5	12,5	14,0
3,0	20,0	27,0	29,0	3,0	9,0	12,0	13,5
3,5	20,5	27,5	30,0	3,5	8,5	11,5	13,0
4,0	20,7	28,5	30,5	4,0	8,0	11,0	12,7
4,5	20,9	29,0	31,0	4,5	7,7	10,5	12,5
5,0	21,0	30,0	31,5	5,0	7,5	10,0	12,2

Aus dieser Tabelle ergeben sich die beiden Kurvenbilder in Fig. 1 und 2.

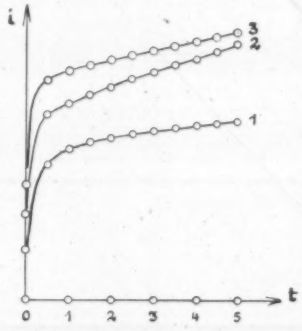


Fig. 1.

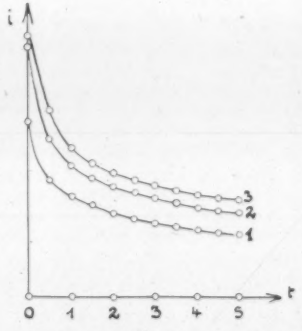


Fig. 2.

Man bemerkt in Fig. 1 einen verschiedenen Verlauf der Kurve 2 gegenüber den Kurven 1 und 3. Auf die Ursache dieser Erscheinung, soweit sie als wahrscheinlich angenommen werden darf, soll später zurückgegriffen werden. In Fig. 2 ist der vollkommen ähnliche Auslauf der Kurven zu beobachten, was auf den gleichmäßigen Verlauf der Rückverschiebung des Dunkelgleichgewichtes trotz der verschiedenen Anfangspunkte schließen läßt.

In den nächsten Messungen wurde als Variable die Belastung der Röntgenröhre genommen und ebenfalls der jeweils durch die Selenzelle fließende Strom gemessen. Die Zeit zwischen den einzelnen Beobachtungen war sehr gering, lediglich so lange, um die Beobachtungen an den Instrumenten zu machen. Der Zeitfaktor darf also als ausgeschlossen betrachtet werden. Die aus den Messungen, die wiederum von drei verschiedenen Anfangspunkten aus durchgeführt wurden, resultierenden Werte sind in Tabelle II aufgeführt. Auch hier wurde nach Beendigung der Messungen die Rückverschiebung des Dunkelgleichgewichtes beobachtet, es ergaben sich aber Werte, die denen der Kurven in Fig. 2 analog verliefen, so daß sie nicht besonders aufgeführt werden müssen. In der Tabelle bedeuten I die am Röntgen-Milliamperemeter gemessenen Werte des Röhrenstromes, i bedeutet den durch die Selenzelle fließenden Strom.

Tabelle II.

Se_A	→		Se_B
I	i_1	i_2	i_3
1,0	8,0	10,0	13,5
1,5	12,0	17,5	20,0
2,0	15,0	19,5	24,0
2,5	18,5	21,5	27,0
3,0	21,0	22,5	29,0
3,5	23,0	24,0	30,5

Aus dieser Tabelle resultieren die Kurven in Fig. 3. Auch hier ist bei Kurve 2 ein von den beiden anderen Kurven verschiedener Verlauf zu bemerken. Die Ursache hierfür dürfte ähnlich liegen wie bei den Kurven in Fig. 1. Auch hierauf werden wir noch zurückkommen.

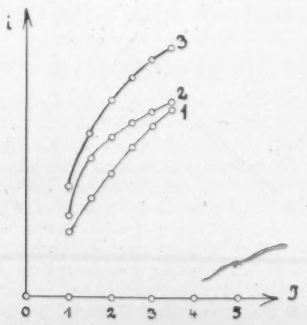


Fig. 3.

Als nächste Variable kommt die Tourenzahl des Unterbrechermotors in Frage und damit auch die Zahl der in der Zeiteinheit erfolgenden Unterbrechungen. Bei dieser Versuchsreihe war in dem Primärkreis des Funkeninduktoriums neben dem normalen Widerstand ein fein abgestufter Widerstand eingeschaltet, der es gestattete, die Stärke des durch die Röhre fließenden Stromes konstant auf 1 Milliampere zu halten. Der Widerstand wurde zu diesem Zwecke mit dem Regulierwiderstand des Unterbrechermotors zuvor geeicht. Die Zeit zwischen den einzelnen Beobachtungen war außerordentlich gering, kaum zwei Sekunden, also nur so lange, um die Werte an den Instrumenten abzulesen. Der Zeitfaktor darf also als ausgeschaltet betrachtet werden. Die Messungen wurden ebenfalls von drei verschiedenen Anfangspunkten aus begonnen und nach jeder Messung wurde auch hier die Rückverschiebung des Dunkelgleichgewichtes beobachtet. Die dabei gewonnenen Werte verlaufen wiederum analog denen der Kurven in Abbildung II, so daß auch sie nicht gesondert aufgeführt zu werden brauchen. In der folgenden Tabelle bedeuten: n die Unterbrechungszahlen; die Tourenzahl des Unterbrechermotors ist um die Hälfte kleiner, es finden pro Umdrehung zwei Unterbrechungen statt. i bedeutet wieder den durch die Selenzelle fließenden Strom.

Tabelle III.

Se_A	→		Se_B
n	i_1	i_2	i_3
480	3,0	9,0	14,0
1200	10,0	14,0	17,0
1500	20,0	22,0	26 5
2000	21,0	23,0	28,0
2400	22,0	24,0	30,0
3000	22,5	25,0	32,0
4000	23,0	27,0	35,0

Aus dieser Tabelle resultieren die Kurven in Fig. 4. Wir können auch hier einen ungleichmäßigen Verlauf der Kurven gegeneinander beobachten.

Nach der Adamschen Formel ist nun der Wert i eine Funktion der Quadratwurzel aus der Lichtstärke. Es ist:

$$I_e = f\,(i^2).$$

Wenden wir diese Formel beispielsweise auf die Werte der Tabelle I an, so ergibt sich das Kurvenbild in Fig. 5. Daraus ist ohne weiteres ersichtlich, daß Messungen der Lichtintensität mit Selenzellen großen Fehlern unterworfen sind.

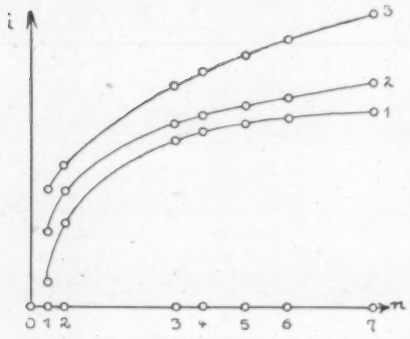


Fig. 4.

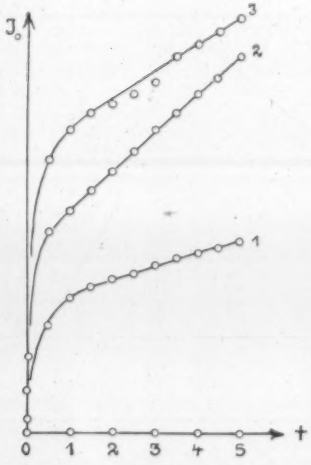


Fig. 5.

Wenn wir die gewonnenen Resultate insgesamt betrachten, so ergibt sich, daß auch im Röntgenlicht die Verringerung des Widerstandes der Selenzelle mit der Zeit fortschreitet und sich bei gleichbleibender Lichtintensität allmählich einem Maximum nähert, daß aber trotzdem der Fehler, der durch den Zeitfaktor entsteht, den Wert erheblich beeinflußt. Der Fehler wird sogar nach Kurvenbild 5 ziemlich groß und widerspricht direkt den parallel gegangenen Ionisationsmessungen. Nach diesen Messungen blieb die auf die Selenzelle auftreffende Röntgenlichtintensität zeitlich ziemlich gleich, wenn wir von ganz geringen Schwankungen absehen.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist auch die Abhängigkeit der Werte von der Unterbrechungsfrequenz. Dieser Faktor kann unter Umständen die gewonnenen Werte ebenso beeinflußen wie der Zeitfaktor.

Als nächstes Moment für die Unbrauchbarkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen ist sein hohes Atomgewicht anzuführen und die damit verbundene selektive Absorption der Strahlen.

Selen hat wie erwähnt ein Atomgewicht von 79,2. Die von ihm emittierte, charakteristische Strahlung besitzt aber in Aluminium einen Absorptionskoeffizienten von 18,9, eine Strahlung, die im primären Röntgenstrahlenspektrum eines technischen Röntgenrohres vorhanden ist. Es tritt bei ihm selektive Absorption ein und der im Selen absorbierten Strahlung können unter Umständen ganz verschiedene Strahlenarten entsprechen. Diese Tatsache dürfte auch die Ursache für den verschiedenartigen Verlauf der Kurven in Fig. 1 und 2 sein.

Zusammenfassung.

Aus den Messungen resultiert, daß Selen zu einwandfreien Energiemessungen auch bei Röntgenstrahlen nicht geeignet ist. Die Werte, die aus den Messungen gewonnen werden, sind durch mehrere Faktoren, wie die Zeit und die Unterbrechungsfrequenz, stark beeinflußbar, ebenso dürfte auch die selektive Absorption des Selens bei den Messungen eine erhebliche und die Werte beeinflußende Rolle spielen. Die aus den einzelnen Meßwerten gewonnenen Mittelwerte können auch als solche nicht gelten, wie die parallel gelaufenen Ionisationsmessungen ergaben.

(Eingegangen 7. Mai 1915.)

Ein mechanisches Modell gekoppelter elektrischer Schwingungskreise.

Von Gustav Eichhorn.

Im Anschluß an die unter diesem Titel von Herrn Walther Deutsch in Nr. 8 (16, 138, 1915) gegebenen Beschreibung möchte ich darauf hinweisen, daß schon seit Jahren ein ausgezeichnetes derartiges Modell bekannt ist, das nach Angaben meines Freundes Prof. Mandelstam (Straßburg) hergestellt wurde und von ihm in dem von mir herausgegebenen Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie Bd. IV. S. 515—521, 1911 beschrieben wurde unter Angabe der mathematischen Theorie.

Fig. 1 zeigt das komplette Pendelmodell (das jetzt neuerdings in sehr eleganter Ausführung

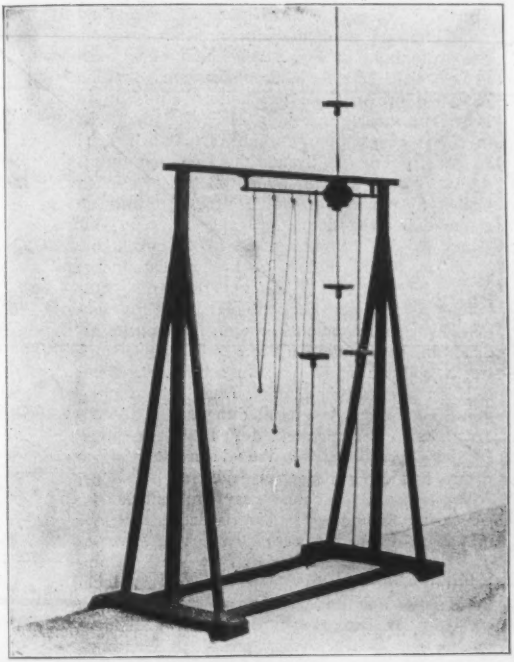


Fig. 1.

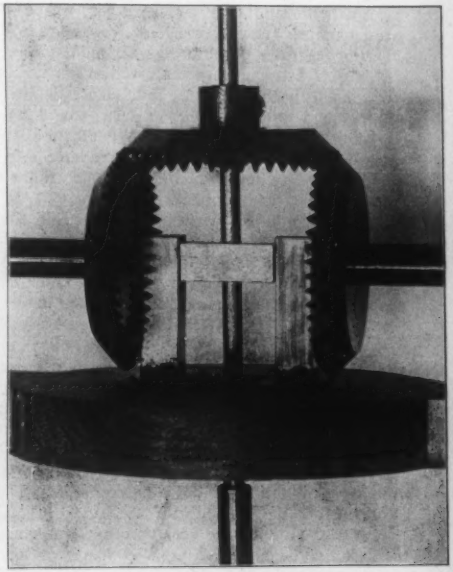


Fig. 2.

von dem Straßburger Universitätsmechaniker Rolf hergestellt wird; die Figur bezieht sich auf eine frühere primitivere Ausführung), und Fig. 2 den Mechanismus der Verkoppelung. Das Modell besteht in der Hauptsache aus zwei gekoppelten Hauptpendeln und einer Anordnung von Pendelresonatoren. Dieses mechanische System ist ein System mit zwei Freiheitsgraden, und als unabhängige Parameter, durch welche die Lage des Systems eindeutig bestimmt ist, können die Winkel, welche das eine bzw. das andere der Hauptpendel mit den Vertikalen bilden, gewählt werden.

Durch Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen erhält man zwei Bewegungsgleichungen, die von genau der gleichen Form sind wie die bekannten Gleichungen für zwei direkt gekoppelte Kondensatorkreise; sie unterscheiden sich nur durch die Bedeutung der Variablen und der Koeffizienten voneinander. Es lassen sich mit dem vorzüglichen Modell alle charakteristischen Demonstrationen ausführen, nämlich in der Hauptsache: 1. die Eigenschwingung jedes ungekoppelten Teilsystems; 2. das Auftreten der Koppelungsschwingungen und 3. die sogen. Wiensche Stoßerregung.

Besonders die durch die kleinen Pendelresonatoren ermöglichte direkte Sichtbarmachung der in dem gekoppelten System auftretenden zwei Koppelungsschwingungen, von denen die eine höher, die andere tiefer ist als die Eigenschwingung der ungekoppelten Hauptpendel, wirkt direkt verblüffend und überzeugend zugleich auch auf solche, denen die mathematische Theorie nicht geläufig ist.

Zürich, 3. Mai 1915.

(Eingegangen 7. Mai 1915.)

Entladungskurven hochgespannter Ströme.

Von F. Janus und F. Voltz.

Mit Tafel VIII—X.

In dieser Zeitschrift **16**, 133, 1915 haben wir eine Methode zur Darstellung der Stromkurven hochgespannter Ströme beschrieben und auch zwei Aufnahmen veröffentlicht, die mittels dieser Methode gewonnen waren. Wir haben inzwischen eine Reihe weiterer Hochspannungssysteme mittels des von uns angegebenen Verfahrens untersucht und geben im nachstehenden die von uns gewonnenen Daten.

Die Kurvenbilder in Fig. 1[1]) wurden dadurch gewonnen, daß mit der Glimmlichtröhre eine Röntgenröhre in Serie geschaltet war. Die Röntgenröhre wurde mit einem Funkeninduktorium betrieben. Als Unterbrecher wurde ein sogenannter Gasunterbrecher verwendet. Die Härte der Röntgenröhre war ungefähr 9 Bauergrade. Neben dem reinen Kurvenverlauf können wir auch noch deutlich erkennen, daß das Kurvenbild in eine Reihe von Partialentladungen zerfällt. Derartig scharfe und deutliche Beobachtungsresultate mittels des rotierenden Spiegels und einer fest angeordneten Glimmlichtröhre zu erhalten, ist wohl unmöglich.

In Fig. 2 haben wir wiederum das Bild eines sinusförmigen Wechselstroms, der einem eisengeschlossenen Transformator entnommen ist. Eine ähnliche Aufnahme war bereits unter den in unserer letzten Veröffentlichung enthaltenen Abbildungen. Die vorliegende Aufnahme gibt aber ein weit schöneres Bild und zeigt übrigens noch charakteristische Abstufungen in der Kontur der einzelnen Kurve. Diese Abstufungen sind auf die Nutung des Ankers der Gleichstrom-Wechselstrom-Umformermaschine zurückzuführen, von der aus der Primärkreis des Transformators gespeist wird. Beobachten wir die Kurven direkt an der rotierenden Röhre, so können wir die Einzelheiten noch viel leichter verfolgen, als dies die Photographie ermöglicht. Bei der vorliegenden Aufnahme war die Oszillographenröhre allein an den Sekundärkreis des Transformators angeschlossen.

Zum Betreiben von Röntgenröhren verwendet man in der Praxis neben dem normalen Funkeninduktorium bekanntlich auch sogenannte Hochspannungs-Gleichrichte-Apparate, bei denen der hochgespannte Wechselstrom eines Transformators durch eine umlaufende Schaltvorrichtung in hochgespannten Gleichstrom umgewandelt wird. Die Aufnahme in Fig. 3 wurde nun dadurch gewonnen, daß die rotierende Glimmlichtröhre wiederum in Serie mit einer Röntgenröhre geschaltet wurde. Aus der Aufnahme ist sehr deutlich ersichtlich, daß die einzelnen gleichgerichteten Impulse in mehrere Zackungen zerrissen werden. Bei dem vorliegenden Photogramm sind es in jeder Hauptentladung vier Einzelzackungen. Das Zerreißen der Hauptentladung in Teilerscheinungen hat seine Ursache in der Funkenbildung am Hochspannungsschalter.

Bei den meisten Hochspannungs-Gleichrichte-Apparaten können von den 100 Impulsen 50 abgeschaltet werden, und zwar so, daß 50 Impulse der Röntgenröhre zugeführt werden, während die dazwischenliegenden Stromimpulse, ebenfalls 50, einem Hochspannungswiderstand zugeführt und in demselben vernichtet werden. Die Aufnahme in Fig. 4 zeigt nun einen derartigen Fall. Mit der Glimmlichtröhre war eine Röntgenröhre in Serie geschaltet. Die Glimmlichtröhre rotierte mit einer Geschwindigkeit, die in einem bestimmten Verhältnis (nämlich 1 : 1) zu dem rotierenden System des Hochspannungskreises stand, so daß Synchronismus zwischen beiden Systemen vorhanden war. 50 Impulse waren dabei von der Röhre abgeschaltet. Wir sehen in der Abbildung die 50 Impulse, die durch die Röhre fließen, als breite Lichtbänder; auch hier tritt ein Zerhacktwerden der Entladung infolge der Funkenbildung am rotierenden Hochspannungsschalter ein. An den Stellen nun, an denen die anderen 50 Impulse auftreten sollten, sehen wir ein schwaches, ebenfalls zerrissenes Lichtbündel. Diese Entladungen können entweder von Restladungen auf den abgeschalteten Segmenten des Hochspannungsschalters herrühren, oder aber darin ihre Ursache haben, daß infolge des unvermeidlichen Isolationsfehlers des Hochspannungssystems noch ein schwacher Stromübergang stattfindet. Die letztere Annahme dürfte die wahrscheinlichere sein.

Bei der Aufnahme der Fig. 5 war die Glimmlichtröhre direkt an den rotierenden Hochspannungsschalter angeschlossen. Wir sehen auch hier das Zerrissenwerden der Entladungskurve infolge der Funkenbildung am Hochspannungsschalter. Betrachtet man die Aufnahme genauer, so erkennt man, daß die Basis der Kurve bei weitem ausgedehnter ist, als das obere Lichtbündel. Die Ursache hiervon ist eine unrichtige Einstellung des Hochspannungsschalters. Infolgedessen geht ein Teil der Entladungskurve verloren.

Die Aufnahme der Fig. 6 ist gleichfalls an einem Hochspannungs-Gleichrichte-Apparat gewonnen worden, und es war auch hier eine Röntgenröhre in Serie mit der rotierenden Glimmlichtröhre geschaltet. Durch eine besondere Vorrichtung wurde aber ein Zerrissenwerden des Kurvenbildes vermieden.

Die auf Tafel VIII—X befindlichen Aufnahmen stellen die Kurvenbilder ungefähr so dar, wie sie sich dem Auge bieten. Fig. 7 und 8 stellen Kurven dar, die bereits beschrieben wurden. Fig. 9 gibt eine besonders gut gelungene Aufnahme der Entladung eines Systems, wie sie in Fig. 6 ebenfalls dargestellt ist. Fig. 10 wurde so gewonnen, daß eine Röntgenröhre an ein mit einem Motorunterbrecher betriebenes Induktorium angeschlossen wurde, wobei die Glimmlichtröhre wieder in Serie geschaltet war. Man erkennt deutlich, wie die Hauptentladung des Systems in Schwingungen ausklingt.

(Eingegangen 13. Mai 1915.)

1) Die Figuren befinden sich auf den Tafeln VIII—X.

BESPRECHUNGEN.

S. Valentiner, Die Grundlagen der Quantentheorie in elementarer Darstellung. (Sammlung Vieweg. Heft 15.) VI und 67 S. mit 8 Textabbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 2.60

— **Anwendungen der Quantenhypothese in der kinetischen Theorie der festen Körper und der Gase.** (Sammlung Vieweg. Heft 16.) 8. 72 S. mit 4 Textabbildungen. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1914. M. 2.60

Die Aufgabe, alle jene physikalischen Spekulationen, die man unter dem Namen „Quantentheorie" zusammenfaßt, elementar darzustellen, ist ohne Zweifel schwierig und undankbar. Man darf daher die beiden kleinen Bücher Valentiners nicht mit den Erwartungen zur Hand nehmen, die man an die allgemeinverständliche Darstellung eines klassischen Gebietes der Physik zu stellen berechtigt ist. Es handelt sich ja in der Quantentheorie um tastende Versuche, die zu der von der Erfahrung notwendig geforderten Umgestaltung der physikalischen Grundgesetze führen sollen; die vorhandenen Ansätze stehen locker nebeneinander, manchmal sogar in direktem Widerspruch. Man wird daher vor allem die Frage stellen, ob es dem Verfasser gelungen ist, klar zu machen, warum man heute eine Umgestaltung der physikalischen Grundgesetze für unumgänglich hält. In den beiden ersten Kapiteln der „Grundlagen" wird diese Frage ausführlich behandelt; aber ich möchte bezweifeln, ob jemand, der den Gang der Entwicklung nur aus dieser Darstellung kennen lernt, wirklich zur Überzeugung gelangen wird, daß eine so fundamentale Neuerung wie die Quantentheorie tatsächlich notwendig ist. Diese Dinge entziehen sich wohl noch einer elementaren Darstellung; man kann dem Leser nur auf Treu und Glauben versichern, die Rechnung zeige, daß diese oder jene Abänderung der klassischen Mechanik oder Elektrodynamik nichts helfe, um den Erscheinungen der Wärmestrahlung oder der spezifischen Wärme fester Körper gerecht zu werden. Der Physiker, der sich selbst gemüht hat, ohne die Quanten auszukommen, verspürt schließlich eine Art Verzweiflung, in der er sich den bisher gehaßten Feinden in die Arme wirft und sie als Bundesgenossen annimmt, ohne sein Gewissen damit zu belasten, ob er eigentlich noch Herr der Situation ist. Von diesen Stimmungen — fast wie: credo, quia absurdum — kann natürlich das kleine Buch kaum einen Hauch vermitteln. Um so lieber folgt man dann dem Verfasser auf den Wegen, die mit Hilfe der Quantentheorie in verschiedenen Gebieten der Physik erschlossen worden sind. In der Darstellung der Strahlungstheorie schließt er sich der zweiten Methode Plancks an, die von inneren Widersprüchen frei ist; der Vorzug des Planckschen Gesetzes vor denen von Rayleigh und Wien wird im 3. Kapitel „Prüfung des Gesetzes an der Erfahrung" durch instruktive Figuren klar gemacht. Zum Schlusse des Heftes „Grundlagen" wird der Versuch Sommerfelds besprochen, durch die Hypothese des „Wirkungsquantums" auch nichtperiodische Vorgänge der Quantentheorie zu unterwerfen; hier möchte ich wieder stark bezweifeln, daß ein Leser, der nicht zu den engeren Fachgenossen gehört, aus der kurzen Darstellung eine Idee von der Sache bekommen kann.

Das zweite Heft „Anwendungen" enthält vor allem die Theorie der spezifischen Wärme fester Körper; sie gipfelt in einer übersichtlichen Zusammenstellung der Formeln mit Angaben über den Bereich ihrer Gültigkeit. Gegen zwei Punkte aber möchte ich Einspruch erheben. Einmal ist das große Verdienst Madelungs um die Erkenntnis des Zusammenhangs von elastischen und thermischen Konstanten nicht genügend gewürdigt; so weit ich sehe, kommt der Name Madelung überhaupt nur in einer Zusammenstellung auf S. 37 vor, und doch gebührte ihm ein Platz vor all den anderen, ausführlich zitierten Forschern, da er, wie auch Einstein anerkennt, als erster die genannten Zusammenhänge gesehen hat. Der zweite Einspruch betrifft eine Angabe, die der Verfasser aus einer Arbeit von v. Kármán und mir entnommen hat; wir haben dort die Vermutung ausgesprochen, daß es beim kubischen zweiatomigen Kristall fünf Grenzschwingungen gibt, die sich als Reststrahlen bemerkbar machen könnten. Diese Vermutung ist falsch, und wir haben nur darum nichts widerrufen, weil wir nichts behauptet, sondern nur etwas vermutet hatten. Außerdem hat Rubens experimentell nachgewiesen, daß die regulären zweiatomigen Kristalle nur eine Reststrahlfrequenz haben, und hat auf den Widerspruch gegen unsere Vermutung aufmerksam gemacht. Trotzdem ziehen sich die unglücklichen fünf Grenzschwingungen, die es gar nicht gibt, durch die ganze Literatur, und finden sich auch in Valentiners Büchlein wieder!

Das 3. Kapitel behandelt die Zustandsgleichung der festen Körper nach Debye, und das letzte, 4. Kapitel die kinetische Theorie der Gase. Hier hat die Quantentheorie in der Hand von Bjerrum so wunderbar einfache Zusammenhänge aufgedeckt, daß man auch dem Laien eine gute Vorstellung von den Fortschritten geben kann; setzen doch die ultraroten Absorptionsspektren in ihrer Streifung die quantenhafte Verteilung der kinetischen Rotationsenergie unmittelbar in Evidenz.

Von der kühnen Anwendung der Quantentheorie auf die Serienspektra, die von N. Bohr herrührt, wird in dem Büchlein noch nichts berichtet.

Wenn Valentiners Unternehmen nicht alle Wünsche befriedigt, so liegt das an der Sprödigkeit des Stoffes. Die Anregung, die es vermittelt, gibt dem Buche seinen Wert. M. Born.

Nachtrag zu der Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

Hans Benndorf, Prof. Dr., Leiter des Physikalischen Instituts der Universität Graz, hatte sich zu Anfang des Krieges freiwillig gemeldet und wurde am 12. April als Res.-Leutnant (Artillerie) einberufen zum k. u. k. Sperrkommando in Raibl, Kärnten.

Fr. Bidlingmaier, Prof. Dr., Privatdozent an der Universität München, kam am Anfang des Krieges als Hauptmann d. R. zu einem Landwehr-Ersatz-Regiment nach Ulm, das Anfang September an die französische Grenze bei Verdun gelegt wurde. Er fiel im ersten Gefecht, das er mitmachte.

Heinz Ficker v. Feldhaus, a. o. Professor Dr. (Meteorologie und Geophysik am Physikalischen Institut der Universität Graz), Oberleutnant d. R., Besitzer des Signum Laudis, hat die Feuertaufe im Fesselballon gegen Belgrad erhalten, machte dann beide Belagerungen von Przemysl mit, von wo er kurz vor dem Fall der Festung, am 18. März im Freiballon zu ent-

kommen suchte. Er befindet sich in Kriegsgefangenschaft in Taschkent in Turkestan.

L. Föppl, Privatdozent der Mathematik an der Universität Würzburg, steht als Funker an der Westfront.

K. Fredenhagen, Dr. phil., a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Leipzig, Kriegsfreiwilliger, 27. Res.-Armeekorps, 24. Reserve-Division, Reserve-Infanterie-Regiment Nr. 245, 1. Komp.

P. P. Koch, Prof., Assistent am Physikalischen Institut der Universität München, Train-Ersatz-Bataillon, mit Transporten nach dem östlichen und westlichen Kriegsschauplatz beschäftigt.

Joh. Koenigsberger, Dr. phil., a. o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Freiburg i. B., August 1914 Freiw. Ballonführer in Neubreisach, dann bei der 51. Landwehrbrigade-Radfahrerkompagnie, Inhaber des Eisernen Kreuzes 2. Klasse.

Bruno Lenk, Dr., Assistent am mathematisch-physikalischen Laboratorium der Universität Königsberg i. Pr., kämpft als Leutnant des Reserve-Inf.-Reg. Nr. 3 in Nordpolen; wurde Ende November vor Lowicz leicht verwundet, seit Mitte Februar wieder im Felde, Inhaber des Eisernen Kreuzes.

W. Lenz, Privatdozent der Theoretischen Physik an der Universität München, Funker beim Armee-Oberkommando 2, Nordfrankreich.

H. Rau (vgl. Hauptbericht), steht als Funker an der Westfront.

A. Riede, Dr. phil., Assistent des Physikalischen Instituts dsr Universität Frankfurt a. M., steht als Musketier beim Ersatz-Bataillon des Infanterie-Regiments 88.

Fr. Rother, Dr. phil., Assistent am Physikalischen Institut der Universität Leipzig, ist als 2. Chef der photographischen Abteilung bei der Flieger-Ersatz-Abteilung 2, Berlin-Adlershof tätig.

R. Seeliger, Dr. phil., Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, ist als Kriegsfreiwilliger beim Wetterdienst des Luftschiffhafens Leipzig beschäftigt.

Otto Stern, Dr., Privatdozent für theoretische Physik an der Universität Frankfurt a. M., im Wetterdienst tätig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Adolf König für Chemie, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Alfred Schulze für Physikalische Chemie.

Ernannt: Hofphotograph John Hertzberg zum Lehrer für Photochemie und Photographie an der Technischen Hochschule Stockholm, der etatsmäßige Professor für Physikalische Chemie und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Breslau Geh. Regierungsrat Dr. Rudolf Schenck zum etatsmäßigen Professor für anorganische Chemie an derselben Hochschule, Frl. Dr. Eva Ramstedt zur Dozentin für Radiologie an Stockholms Högskola, der Privatdozent an der Universität Göttingen Dr. Erich Hecke zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Basel, der Assistent am Physikalischen Institut der Universität Freiburg (Schweiz) Dr. Alfons de Weck zum Assistenten für Erdbebendienst der schweizerischen meteorologischen Zentralanstalt in Zürich, an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin der ständige Mitarbeiter Dr. Alfred Schulze zum Professor und Mitglied und der Assistent Dr. Walther Meißner zum ständigen Mitarbeiter.

Verliehen: Den Professoren am Gymnasium Wolfenbüttel Dr. Julius Elster und Dr. Hans Geitel der Titel Geheimer Hofrat, dem Oberassistenten am Institut für angewandte Chemie an der Universität Leipzig Dr. Hans Reckleben der Titel Hofrat, dem ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Martin Krause der Titel Geheimer Rat.

Vom Lehramt zurück: Die ord. Professoren an der Universität Göttingen Geh. Regierungsräte Dr. Eduard Riecke (Experimentalphysik) und Otto Wallach (Chemie).

Preise: Die Akademie der Wissenschaften in Wien hat den Freiherr-von-Baumgartner-Preis im Betrage von 2500 K. Geh. Regierungsrat Professor Dr. Heinrich Rubens in Berlin, den Haitinger-Preis im Betrage von 2000 K. Professor Dr. Heinrich Mache in Wien und den Richard-Lieben-Preis im Betrage von 2000 K. Professor Dr. Gustav Herglotz in Leipzig zuerkannt.

Gestorben: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Göttingen und Mitbegründer dieser Zeitschrift Geh. Regierungsrat Dr. Eduard Riecke, der University Lecturer und Senior Demonstrator für Chemie an der Universität Cambridge William James Sell (Sc. D., F. R. S.), der frühere Professor der Physik an der Universität Neuenburg (Schweiz) Dr. Robert Weber, der Direktor des Nordischen Meteorologischen Instituts Axel S. Steen in Kristiania, der Hauptobservator des Astrophysikalischen Observatoriums in Potsdam Geh. Regierungsrat Professor Dr. Oswald Lohse, der ord. Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Wilhelm Werner, der Astronom Wirkliche Staatsrat Baron Dr. W. P. v. Engelhardt Besitzer einer Privatsternwarte in Dresden, der a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hermann Kast, der Chemiker Einj.-Freiw. Dr. Max Rapaport (Privatassistent von Wirkl. Geh. Rat Professor Dr. Emil Fischer in Berlin), der frühere Präsident der Chemical Society Dr. Hugo Müller in Crosby Hill.

Richard Küch, geboren 1860, studierte Mineralogie und Chemie, promovierte in Leipzig und war dann Assistent bei Geh. Rat Klein am Mineralogischen Institut in Berlin. Im Jahre 1890 trat er in die Firma Heraeus ein und hat 25 Jahre lang seine hervorragende technische Begabung in deren Dienst gestellt. — Infolge seiner ausgesprochenen Abneigung gegen ein Hervortreten in der Öffentlichkeit, ist sein Name nicht so bekannt geworden, wie er es verdiente. Die Firma Heraeus verdankt ihm eine ganze Anzahl bedeutender Erfindungen, welche die Grundlage für viele ihrer Fabrikationszweige bilden. So erfand Dr. Rich. Küch ein Verfahren zur Doublierung von Gold mit Platin, welches für die Konzentrationsapparate der Schwefelsäurefabriken von großer Wichtigkeit geworden ist, er schuf die Grundlage für die Herstellung der bekannten elektrischen Öfen, erfand die Verfahren zur Herstellung von blasenfreiem Quarzglas und benutzte dieses wertvolle Material zur Konstruktion der bekannten Quarzglas-Quecksilberlampe.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Max Born in Berlin. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Fig. 1. Bleinebel in Bleichlorid. Natürl. Gr.

Fig. 2. Vergr. 180.

Fig. 3. Vergr. 5850.

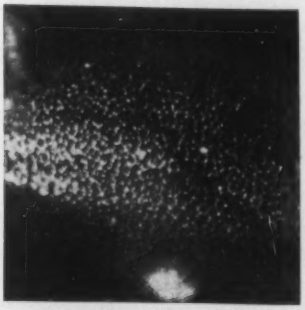


Fig. 4. Vergr. 82.

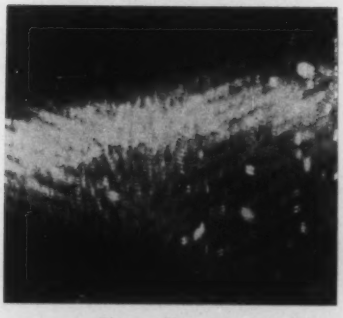


Fig. 5. Vergr. 103.

Fig. 6. Vergr. 27.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

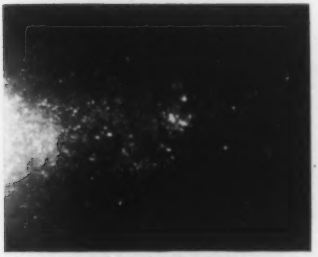


Fig. 7. Vergr. 103.

Fig. 10. Vergr. 200.

Fig. 8. Vergr. 200.

Fig. 11. Vergr. 200.

Fig. 9. Vergr. 200.

Fig. 12. Vergr. 80.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

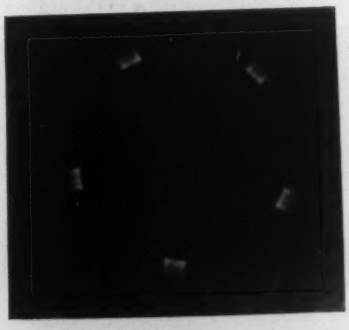


Fig. 5.

Fig. 4.

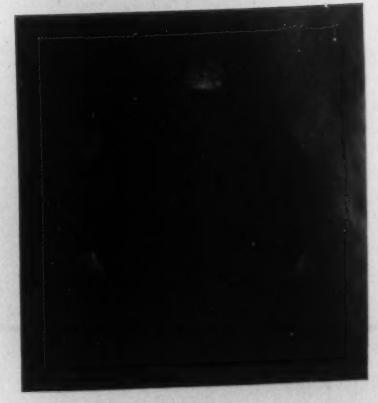


Fig. 6.

F. Janus u. F. Voltz, Entladungskurven hochgespannter Ströme.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY

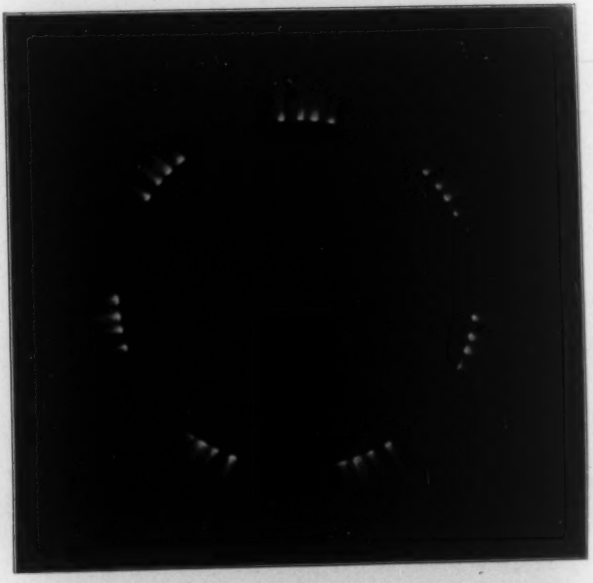


Fig. 7.

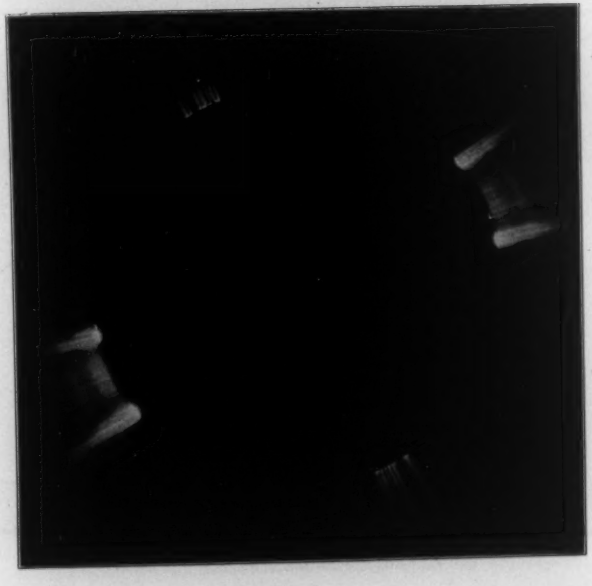


Fig. 8.

OBERLIN COLLEGE LIBRARY.

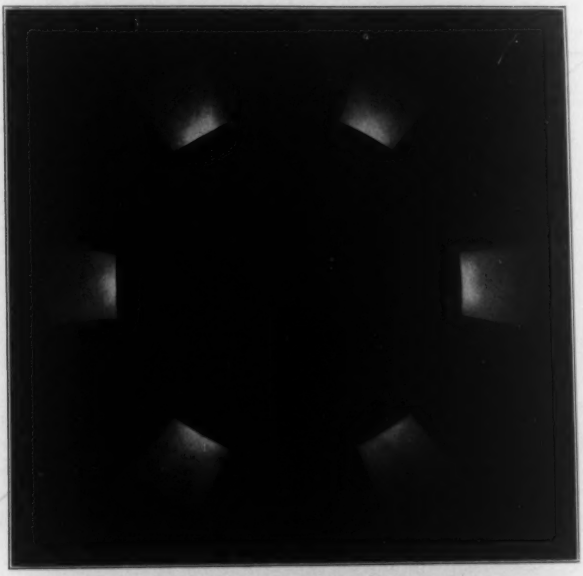


Fig. 9.

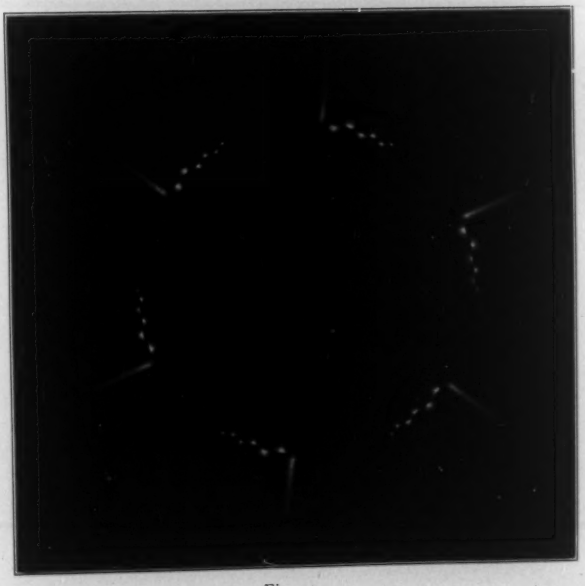


Fig. 10.

Phot. A. Schmidt

Eduard Riecke